

- [2] Carter R. L., Owens J. M., Smith C. V., Reed K. W. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 2655—2657.
- [3] Вороненко А. В., Герус С. В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1841—1843.
- [4] Медников А. М., Никитов С. А., Попков А. Ф. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 10. С. 3008—3013.
- [5] Вороненко А. В., Герус С. В., Красножен Л. А. // Тез. докл. конф. «Спириволновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 57—58.
- [6] Вороненко А. В., Герус С. В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 12. С. 746—748.
- [7] Элаши Ш. // ТИИЭР. 1976. Т. 64. № 12. С. 22—58.

Московский институт
радиотехники, электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
15 февраля 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО МГД ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МИКРОНЕСПЛОШНОСТИ В МЕДИ

В. И. Бетехтин, А. Б. Пахомов, Б. П. Перегуд, А. И. Петров,
М. В. Разуваева

Проводилось исследование влияния микросекундных импульсов тока большой плотности ($\sim 10^7$ А/см²), протекающего через твердый металл, на микроскопические дефекты его структуры, в основном микротрещины и поры, образующиеся, например, в процессе высокотемпературной ползучести [1].

Результат воздействия импульсного тока на материал образца определяется, во-первых, его разогревом при выделении джоулева тепла, во-вторых, электромагнитным взаимодействием с полем собственного тока. Эти факторы в отдельности или вместе могут быть причиной разрушения образца [2] или его поверхности [3]. При величине тока, превышающей некоторую критическую, твердый образец может быть разрушен за счет того, что он в поле собственного тока неустойчив по отношению к возмущениям формы (МГД неустойчивости). Но неустойчивость не приведет к разрушению, если время воздействия меньше характерного времени развития неустойчивости $t \leq (r/H_0) \sqrt{\rho/\mu_0}$ [4], где H_0 — напряженность магнитного поля на поверхности образца, r — его радиус, ρ — плотность, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

Магнитное поле импульсного тока, протекающего через проводник, создает в нем магнитное давление [5], величина которого определяется амплитудой тока и распределением его плотности в сечении, формой и размерами проводника. Амплитуда магнитного давления P в цилиндрическом образце просто выражается через величину напряженности магнитного поля на поверхности $H_0 = I_0/2\pi r$ (где I_0 — амплитуда тока) при следующих допущениях. Если распределение однородно, т. е. толщина скин-слоя $\delta \gg r$, то давление на оси образца равно $P = \mu_0 H_0^2$. При $\delta \ll r$ величина $P = 1/2 \mu_0 H_0^2$ равна плотности энергии магнитного поля на поверхности. Полагая плотность тока однородной в приповерхностном слое толщиной δ , нетрудно показать, что

$$P = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2 \varphi\left(\frac{\delta}{r}\right), \quad (1)$$

где $\varphi(x)$ — непрерывная монотонная функция, возрастающая от 1 до 2 при изменении аргумента от 0 до 1.

Ожидаемый эффект от воздействия давлением на материал с несплошностями — уменьшение их объема при превышении давлением пороговой величины [6]. Нашей задачей было зафиксировать эффект залечивания пористости импульсным магнитным давлением, а также выявить возможные особенности процесса, связанные с наличием поля и малостью длительности воздействия.

Последнее особенно интересно, поскольку ранее опыты по залечиванию пористости при длительности импульса давления в микросекундном диапазоне не проводились. В [7] показано, что в диапазоне времен от 10^1 до 10^3 с степень залечивания определяется в основном

величиной приложенного давления и не зависит от времени воздействия. Было проведено сравнение влияния на пористый металл статического и импульсного воздействия.

Статическое давление создавалось в камере высокого давления типа цилиндр-поршень [8]; в качестве передающей среды использовалось силиконовое масло. Время действия давления варьировалось от 30 до $3 \cdot 10^4$ с. Для создания в металле импульсного магнитного давления через пропускали импульс тока, представляющий затухающую синусоиду с периодом $4.2 \cdot 10^{-6}$ с и коэффициентом затухания $7.9 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ при амплитуде первого полупериода от 0 до 120 кА. Ток генерировался конденсаторной высоковольтной батареей с максимальным зарядным напряжением до 70 кВ.

Цилиндрические образцы $\varnothing 1.4$ мм и длиной $L=42$ мм приготавливались путем выпаривания цинка из латуни (Cu+26 % Zn) в вакууме при $T=800^\circ\text{C}$ в течение 8 ч. Исходная степень пористости $\Delta\rho/\rho = (\rho_0 - \rho)/\rho_0$, где ρ_0 — табличная плотность меди, ρ — плотность выпаренных образцов, составляла около 12 %, исходное удельное сопротивление $(6-7.5) \cdot 10^{-8}$ Ом·см.

Степень залечивания несплошностей определялась по изменению в результате воздействия давлением плотности образцов, которая измерялась методом гидростатического взвешивания (с точностью 10^{-4}); одновременно контроль пористости осуществлялся с помощью оптической микроскопии.

На рис. 1 показаны зависимости относительной величины дефекта плотности $\Delta\rho/\rho$ от приложенного давления P . В диапазоне давлений от 0 до 3.5 кбар степень залечивания 1— $(\Delta\rho/\rho)$ при импульсном магнитном воздействии выше, чем при статическом воздействии в 1.2—2 раза, и зависит от величины P . Для импульсных давлений $P \geq 2.0$ кбар приведены величины $\Delta\rho/\rho$, измеренные после снятия с поверхности образцов слоя толщиной 50—100 мкм. Этот слой содержал поверхностные трещины, образовавшиеся как следствие разогрева и МГД неустойчивости в скин-слое в результате протекания тока большой плотности [3]. При амплитуде тока $I \geq 120$ кА, что соответствует расчетным значениям магнитного давления $P \geq 3.5$ кбар, и указанных выше характеристиках тока проходило, как правило, разрушение образца, при этом толщина поверхностного слоя с образовавшимися при действии давления трещинами существенно возрастала. Последнее затрудняло количественную оценку эффекта залечивания по измерению $\Delta\rho/\rho$. Однако металлографический анализ поперечного шлифа образцов показал заметное возрастание эффекта залечивания в объеме образцов, подвергнутых импульсным давлениям, по сравнению с таким же по величине статическим давлением (рис. 2).

Таким образом, во всем исследованном диапазоне давлений эффект залечивания пористости в объеме образцов при импульсном магнитном воздействии больше, чем при статическом.

Проанализируем полученные данные с точки зрения рассмотренного в [6] дислокационного механизма залечивания пор под давлением. Согласно [6], у поверхности поры радиуса R_0 под давлением возникают сдвиговые напряжения $\tau_{\max} \approx 0.75 P$, спадающие вблизи поры как $1/R^3$, где R — расстояние от ее центра. При достижении напряжения, превышающего критическое напряжение срабатывания источника Франка—Рида, $\tau_{\text{кр}} \approx Gb/L$ (G — модуль сдвига, b — вектор Бюргера, $L=R/\sqrt{2}$ — длина закрепленного у поверхности поры дислокационного сегмента) вблизи поры формируется дислокационная петля и происходит смещение границы на величину вектора Бюргера. Степень залечивания изолированной поры определяется количеством испущенных ею дислокационных петель, которое зависит от подвижности дислокаций и при высоких температурах возрастает с ростом времени залечивания благодаря диффузионному растворению петель [6]. С этих позиций уменьшение времени воздействия до 10^{-6} с должно приводить к уменьшению эффекта залечивания, что противоречит полученным результатам.

Известно, однако, что при деформировании кристалла со скоростью $\dot{\epsilon} \geq 10^3 \text{ с}^{-1}$ реализуется надбарьерное движение дислокаций [9], при котором все барьеры преодолеваются

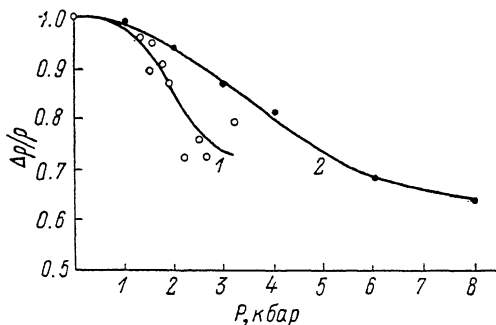


Рис. 1. Относительная величина средней дилатации медных образцов после воздействия статическим (2) и импульсным (1) магнитным давлением.

За «1» принято значение разуплотнения ($\Delta\rho/\rho=0.02$) в исходных, не подвергнутых действию давления образцах пористой меди.

без участия термических флуктуаций. Увеличение подвижности и длины свободного пробега дислокаций при импульсных воздействиях ($t \sim 10^{-5} - 10^{-7}$ с) наблюдалось в различных материалах [9, 10], в том числе в монокристаллах меди [11]. В нашем случае по оценкам при

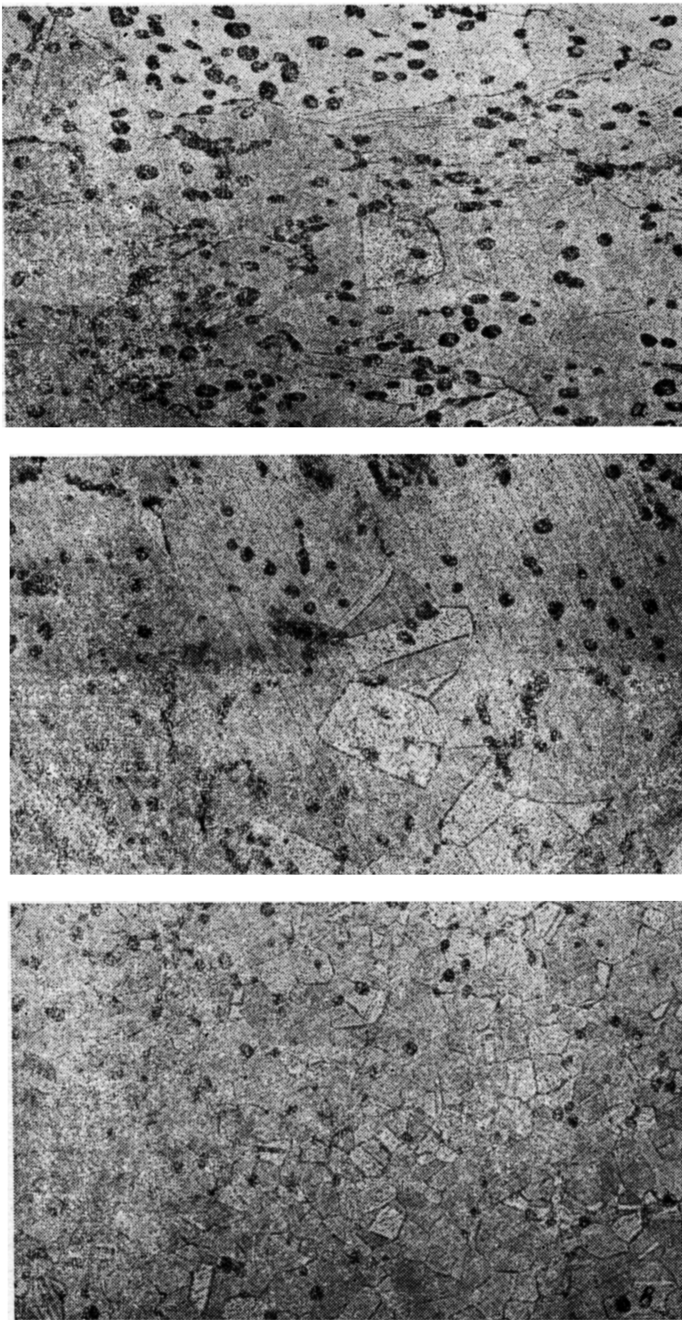


Рис. 2. Фотографии микрошлифов образцов, $\times 160$.

а — исходный образец, б — после воздействия статическим давлением $P=630$ МПа, в — после воздействия импульсным магнитным давлением $P=630$ МПа.

времени воздействия $t \sim 10^{-6}$ с скорость деформации достигает величин $\dot{\epsilon} \sim 10^4 - 10^5$ с $^{-1}$. Так что в отличие от воздействия статического давления при импульсном нагружении количество испущенных порой дислокаций может быть больше из-за увеличения длины их свободного пробега. Отметим, что характерное время срабатывания дислокационных источников,

необходимое для «выноса» пустоты из объема пор, составляет 10^{-5} — 10^{-7} с [12]. Надбарьерное движение дислокаций может быть одной из причин эффекта увеличения степени залечивания при обработке материала импульсным давлением. Возможны и другие причины наблюдаемого явления, например наличие сдвиговой компоненты тензора напряжения, локальный разогрев материала и т. д.

Литература

- [1] Бетехтин В. И., Владимиров В. И. // Проблемы прочности пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979. С. 142—154.
- [2] Абрамова К. Б., Златин Н. А., Перегуд Б. П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 2007—2022.
- [3] Лев М. Л., Перегуд Б. П., Федюкина З. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 1. С. 125—137.
- [4] Вандакуров Ю. В., Колесникова Э. Н. // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 11. С. 1984—1992.
- [5] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с.
- [6] Гегузин Я. Е., Кононенко В. Г. Физика и химия обраб. материалов. 1982. № 2. С. 60—75.
- [7] Орманов Н. К. Автореф. канд. дис. Л., 1987.
- [8] Петров А. И., Бетехтин В. И. // Завод. лаб. 1970. № 8. С. 1004—1006.
- [9] Альшиц В. И., Иденбом В. Л. // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 3—39.
- [10] Даринская Е. В. Автореф. канд. дис. М., 1983. 16 с.
- [11] Jassby K. M., Vreeland T. // Phil. Mag. 1970. Vol. 21. N 174. P. 1147—1168.
- [12] Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: ИЛ, 1962. 584 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
24 августа 1988 г.
В окончательной редакции
16 декабря 1988 г.

06; 07; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 6, 1989

ЗАМКНУТЫЙ ОДНОМОДОВЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ КОНТУР

А. Т. Полушин, С. А. Мерцалов

Найдем передаточные характеристики представленного на рисунке волоконно-оптического контура, где 1 — источник монохроматического излучения; 2 — фотоприемник; 3 — x -ответвитель с концами a, b, c, d ; 4 — замкнутый участок, образованный соединением концов ответвителя c и b . Отметим возможность и других вариантов подсоединения замкнутого участка к передающей оптической линии. Весь волоконно-оптический контур образован из одномодовых волоконных световодов (ОВС). Через участки a, d волоконного контура оптические волны «напрямую» проходят к фотоприемнику, другая их часть ответвляется на замкнутый участок. На замкнутом участке оптические волны многократно обращаются, постепенно затухая и ответвляясь при каждом обороте через ответвитель к фотоприемнику. Многократность обращения волны на замкнутом участке делает его привлекательным для применения в волоконно-оптических датчиках (ВОД). Размещая на нем, например, фарадеевскую ячейку, можно в принципе добиться многократного увеличения воздействия магнитного поля на волну при ее многократном прохождении через одну и ту же фарадеевскую ячейку. Следует отметить, что рассматриваемый волоконный контур в [1] был применен для модуляции интенсивности оптического излучения. Однако характер прохождения волны через волоконный контур с замкнутым участком в общем случае сложен и неоднозначен. Исследование его возможностей представляет интересную для технических приложений задачу. Сначала в общем виде найдем передаточную матрицу всего волоконно-оптического контура, а затем конкретизируем результат для представляющих практический интерес частных случаев.

